

# ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12

## ЭФФЕКТЫ $Z'$ -БОЗОНА НА УСКОРИТЕЛЕ SLIC С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИИ

**В. В. АНДРЕЕВ**

*Учреждение образования «Гомельский государственный  
университет имени Ф. Скорины», Республика Беларусь*

**А. А. ПАНКОВ, И. А. ПАНКОВ**

*Филиал Международного центра теоретической физики  
имени А. Салама, г. Триест, Италия  
Учреждение образования «Гомельский государственный  
технический университет имени П. О. Сухого»,  
Республика Беларусь*

### Введение

Стандартная Модель (СМ) не может претендовать на роль всеобъемлющей теории по ряду причин. Так, она содержит большое число (более десяти) свободных параметров, внесенных в нее извне искусственно. В то же время способ объединения сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий в СМ не является удовлетворительным как из-за значительного различия масштабов содержащихся в ней констант связи, соответствующих трем калибровочным группам симметрии, так и вследствие их взаимной независимости. Поэтому вполне естественно предположить, что существует более фундаментальная теория, низкоэнергетический предел которой совпадает с СМ. К числу подобных теоретических построений относятся модели с расширенным калибровочным сектором, такие, например, как  $E_6$ ,  $LR$ ,  $ALR$  и др. [1]–[4]. Их исследование (теоретическое и экспериментальное) представляет значительный интерес с точки зрения изучения эффектов за рамками СМ, или так называемой «новой физики».

На основе данных, полученных из низкоэнергетических экспериментов по нейтральным токам, результатов на  $e^+e^-$  коллайдере LEP, а также поиска прямого адронного рождения  $Z'$ -бозонов на коллайдере TEVATRON, можно заключить, что для большинства расширенных калибровочных моделей граничные значения на массы дополнительных  $Z'$ -бозонов лежат, как правило, выше 800–1000 ГэВ, а современный масштаб ограничений на угол смешивания составляет  $|\phi| \lesssim 10^{-3}$  рад [1]–[4]. При этом наиболее точная информация об угле смешивания была получена преимущественно из экспериментов на  $e^+e^-$  коллайдере LEP по измерению резонансных наблюдаемых физических величин при энергии начальных пучков, равных массе стандартного  $Z$ -бозона,  $\sqrt{s} = M_Z$ , в процессах

$$e^+ + e^- \rightarrow f + \bar{f}, \quad (1)$$

где конечными фермионными состояниями  $f$  были лептоны  $f = e, \mu, \tau$  и кварки  $q = c, b$ . Кроме того, эта информация дополнялась данными, полученными на ускорителе TEVATRON.

Процесс (1) является весьма эффективным инструментом поиска эффектов  $Z - Z'$  смешивания в резонансной области энергии,  $\sqrt{s} \approx M_Z$ . Однако использование

только этого процесса при более высоких энергиях, например, при энергиях, которые планируется достичь на коллайдере CLIC ( $\sqrt{s} = 3$  ТэВ), уже не является очевидным, так как не даст заметного преимущества в точности измерения физических величин по сравнению с другими (конкурирующими) процессами. Это происходит из-за падения чувствительности реакции (1) к параметрам  $Z'$ -бозона с ростом энергии. С другой стороны, процесс аннигиляционного рождения пар  $W^\pm$ -бозонов

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- (\rightarrow 2l\bar{\nu}; \rightarrow l\bar{\nu} + 2j; \rightarrow 4j) \quad (2)$$

является чувствительным к параметрам  $Z'$ -бозона, а именно к фермионным и бозонным константам связи, к углу  $Z - Z'$  смешивания  $\varphi$  и массе  $M_{Z'}$  [5]–[13].

Основной целью данной работы является исследование эффектов  $Z'$ -бозонов на коллайдере будущего поколения CLIC на основе данных по прогнозируемым параметрам данного ускорителя (светимость, энергия в системе центра масс, степень поляризации начальных пучков). В работе получены модельно независимые ограничения на обобщенные параметры  $\xi_{+1}$  и  $\xi_{-1}$ , являющиеся индикатором наличия эффектов за рамками СМ, и рассчитаны ограничения на динамические параметры  $Z'$ -бозона (угол  $Z - Z'$  смешивания  $\varphi$  и масса  $M_{Z'}$ ) в рамках различных моделей с расширенным калибровочным сектором. Детально исследована роль поляризации начальных  $e^+e^-$ -пучков в увеличении чувствительности исследуемого процесса к параметрам бозонного смешивания.

Следует особо отметить, что для получения наблюдаемых исследуемого процесса в работе были использованы аналитические вычисления матричных элементов. Эффективность непосредственного расчета матричных элементов особенно проявляется при анализе поляризационных наблюдаемых. В развитие этого направления большой вклад внесла белорусская школа под руководством академика Федора Ивановича Федорова [14]–[18]. Метод Богуша–Федорова [14]–[18] получил дальнейшее развитие и показал свою дееспособность при расчетах процессов взаимодействия элементарных частиц (см. [19]–[21] и др.).

### Расширенные калибровочные модели

Общий вид лагранжиана нейтральных токов для групп с расширенным калибровочным сектором можно представить в виде:

$$-L_{NC} = eA_\beta J_\gamma^\beta + eg_1 Z_\beta J_Z^\beta + eg_2 Z'_\beta J_{Z'}^\beta, \quad (3)$$

где  $e$ ,  $g_1$  и  $g_2$  – соответственно константы связи  $\gamma$ -кванта,  $Z$ -бозона и  $Z'$ -бозона с фермионами.

Лагранжиан (3) содержит следующие нейтральные токи:

$$J_\gamma^\beta = \sum_f \bar{f} \gamma^\beta Q_f f, \quad J_Z^\beta = \sum_f \bar{f} \gamma^\beta [v - \gamma_5 a] f, \quad J_{Z'}^\beta = \sum_f \bar{f} \gamma^\beta [v' - \gamma_5 a'] f.$$

Здесь  $Q_f$  – электрический заряд фермиона  $f$ ;  $v, a$  и  $v', a'$  – соответственно векторные и аксиальные константы связи  $Z$  и  $Z'$ -бозонов с фермионами (в нашем случае это электроны).

Остальные параметры определены следующим образом:  $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ ,  $v = T_3^e - 2Q_e s_W^2 = -1/2 + 2s_W^2$ ,  $a = T_3^e = -1/2$ ,  $g_1 = 1/(2s_W c_W)$ , где  $s_W = \sin \theta_W$ ,  $c_W = \cos \theta_W$ ,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $\theta_W$  – угол Вайнберга, а  $g_2$  зависит от расширенной калибровочной модели (значения  $g_2$  для различных моделей приведены ниже).

Наиболее популярные модели, предсказывающие существование  $Z'$ -бозонов, можно условно разделить на две группы. К первой из них относятся теории, в основе которых лежат расширенные, в сравнении с СМ, калибровочные группы и характеризующиеся элементарной структурой хиггсовского сектора. Это, например, лево-правосимметричные модели ( $LR$ ), альтернативные лево-правосимметричные модели ( $ALR$ ),  $E_6$ -модели и т. д. Ко второй группе можно отнести так называемые альтернативные модели, нарушение электрослабой симметрии в которых происходит за счет механизма, отличающегося от хиггсовского. Это, например, модели техницвета, составных  $W$ - и  $Z$ -бозонов, модели с нарушенной электрослабой симметрией за счет сильновзаимодействующего сектора ( $BESS$ -модель) и т. п. В статье анализируются феноменологические следствия наиболее популярных моделей, принадлежащих лишь к первой группе [1]–[4]. В первую очередь это  $E_6$ -,  $LR$ - и  $SSM$ -модели.

В теориях с расширенным калибровочным сектором существует связь между состояниями  $Z$  и  $Z'$ , а также их собственными массовыми («физическими») состояниями  $Z_1$  и  $Z_2$  [2]:

$$Z_1 = Z \cos \varphi + Z' \sin \varphi; \quad (4)$$

$$Z_2 = -Z \sin \varphi + Z' \cos \varphi. \quad (5)$$

Исходя из соотношений (4) и (5), а также выражения для лагранжиана (3), легко получить формулы для констант связи  $Z_1$ - и  $Z_2$ -бозонов с фермионами:

$$v_1 = v \cos \varphi + \frac{g_2}{g_1} v' \sin \varphi, \quad a_1 = a \cos \varphi + \frac{g_2}{g_1} a' \sin \varphi; \quad (6)$$

$$v_2 = -\frac{g_1}{g_2} v \sin \varphi + v' \cos \varphi, \quad a_2 = -\frac{g_1}{g_2} a \sin \varphi + a' \cos \varphi. \quad (7)$$

Выражения для трехбозонных констант  $g_{WWZ_1}$  и  $g_{WWZ_2}$  получаются аналогично:

$$g_{WWZ_1} = \cos \varphi g_{WWZ}, \quad g_{WWZ_2} = -\sin \varphi g_{WWZ},$$

где  $g_{WWZ} = c_W/s_W$  – трехбозонная константа стандартного  $Z$ -бозона (без  $e$ ).

Соотношения (6) и (7) содержат константы  $v'$ ,  $a'$  и  $g_2$ , значения которых определяются отдельно для каждой из моделей. В табл. 1 приведены формулы, позволяющие рассчитать значения этих констант в рамках исследуемых моделей.

Таблица 1

Константы  $v'$ ,  $a'$  и  $g_2$  для различных моделей с расширенным калибровочным сектором

Модель	$v'$	$a'$	$g_2$
$E_6$ -модели	$\frac{2\cos\beta}{\sqrt{10}}$	$\frac{\cos\beta}{\sqrt{10}} + \frac{\sin\beta}{\sqrt{6}}$	$\sqrt{\frac{5}{3}}g_1s_W$
$LR$ -модели	$\frac{1}{\alpha} - \frac{\alpha}{2}$	$\frac{1}{\alpha}$	$g_1s_W$
$SSM$ -модель	$v$	$a$	$g_1$

### Матричные элементы процесса $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

В СМ процесс (2) в борновском приближении состоит из двух  $s$ -канальных диаграмм с обменом  $\gamma$ -квантом и  $Z$ -бозоном и  $t$ -канальной диаграммы с обменом нейтрино  $\nu$ . Для моделей с расширенным калибровочным сектором возникает иной набор диаграмм. А именно, диаграммы с обменом нейтрино  $\nu$  и  $\gamma$ -квантом не изменяются. Диаграмма с обменом  $Z$ -бозоном видоизменяется за счет  $Z-Z'$  смешивания, и состояние  $Z$  переходит в состояние  $Z_1$ . Также появляется диаграмма с обменом тяжелым  $Z_2$ -бозоном. Матричный элемент процесса (2) можно представить как сумму частей:

$$M = M(\nu) + M(\gamma) + M(Z_1) + M(Z_2). \quad (8)$$

Выражение (8) перепишем в виде:

$$M = M_{SM} + \Delta M = M(\nu) + M(\gamma) + M(Z) + \Delta M, \quad \Delta M = M(Z_1) + M(Z_2) - M(Z), \quad (9)$$

разделяя части, связанные с вкладом СМ и эффектами  $Z'$ -бозона.

Матричные элементы процесса (2) в рамках СМ, а также с учетом АКК рассмотрены в работах [22]–[24]. В данной статье приведены выражения матричных элементов с учетом дополнительного  $Z'$ -бозона. Для получения компактных выражений с произвольными значениями спиральностей фермионов (в безмассовом случае) и  $W$ -бозонов использовался метод базисных спиноров [21].

Для диаграмм с обменом нейтрино в системе центра инерции получаем:

$$\begin{aligned} M_{0,0}^{\lambda,\lambda'}(\nu) &= 2 \delta_{\lambda',-\lambda} \delta_{\lambda,-1} n_s \left( \frac{t_W(0)}{\gamma_W^2} - \gamma_W^2 \right) \sin \theta, \\ M_{\tau,\tau'}^{\lambda,\lambda'}(\nu) &= \delta_{\lambda',-\lambda} \delta_{\lambda,-1} n_s \left[ 1 - t_W(\theta)(1 + \tau\beta_W)(1 - \tau'\beta_W) \right] \sin \theta, \\ M_{0,\tau}^{\lambda,\lambda'}(\nu) &= -M_{-\tau,0}^{\lambda,\lambda'}(\nu) = \delta_{\lambda',-\lambda} \delta_{\lambda,-1} n_s \sqrt{2} \gamma_W \tau (1 + \tau \cos \theta) \left[ 1 - \frac{(1 - \tau\beta_W)t_W(\theta)}{\gamma_W^2} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $\lambda, \lambda'$  – спиральности электрона и позитрона, соответственно,  $\tau(\tau') = \pm 1(T)$ ,  $0(L)$  – спиновые состояния  $W^-(W^+)$ -бозонов,  $t_W(\theta) = (1 + \beta_W^2 - 2\beta_W \cos \theta)^{-1}$ ,  $\beta_W = \sqrt{1 - 1/\gamma_W^2}$ ,  $\gamma_W = \sqrt{s}/(2M_W)$ ,  $n_s = (2\pi\alpha)/(\beta_W s_W^2)$ ,  $M_W$  – масса  $W$ -бозона,  $\theta$  – угол рассеяния (между  $W^-$ -бозоном и электроном) в системе центра масс.

Для диаграмм с обменом  $\gamma$ -квантом и  $Z$ -бозоном имеем:

$$M_{\tau,\tau'}^{\lambda,\lambda'}(\gamma) + M_{\tau,\tau'}^{\lambda,\lambda'}(Z) = 4\pi\alpha\lambda\beta_W\delta_{\lambda,-\lambda'} \left( g_{WW\gamma} A_{\tau,\tau'}^\lambda(\gamma) - g_{WWZ} \frac{g_{-\lambda}\chi}{2s_W c_W} A_{\tau,\tau'}^\lambda(Z) \right), \quad (11)$$

где  $\chi = s/(s - M_Z^2)$ ,  $g_{-\lambda} = \nu - \lambda a$ ,  $g_{WW\gamma}$  – трехбозонная константа  $\gamma$ -кванта. Ниже приведены выражения для  $A_{\tau,\tau'}^\lambda$ :

$$A_{0,0}^\lambda(\gamma, Z) = -(1 + 2\gamma_W^2) \sin \theta, \quad A_{\tau,\tau'}^\lambda(\gamma, Z) = -\delta_{\tau,\tau'} \sin \theta, \quad (\tau, \tau' = \pm 1); \quad (12)$$

$$A_{0,\tau}^\lambda(\gamma, Z) = -A_{-\tau,0}^\lambda(\gamma, Z) = \sqrt{2}\gamma_W(\tau\lambda - \cos\theta), (\lambda, \tau = \pm 1). \quad (13)$$

Рассмотрим часть матричного элемента  $\Delta M$  из формулы (9).

$$\begin{aligned} \Delta M_{\tau,\tau'}^{\lambda,\lambda'} &= 4\pi\alpha\lambda\delta_{\lambda,-\lambda'}\beta_W[g_1g_{WWZ}g_{-\lambda}\chi A_{\tau,\tau'}^\lambda(Z) - \\ &- g_1g_{WWZ_1}g_{-\lambda,1}\chi_1 A_{\tau,\tau'}^\lambda(Z_1) - g_2g_{WWZ_2}g_{-\lambda,2}\chi_2 A_{\tau,\tau'}^\lambda(Z_2)]. \end{aligned} \quad (14)$$

Структуры  $\chi_1$ ,  $\chi_2$  и  $g_{\lambda,1}$ ,  $g_{\lambda,2}$  имеют следующий вид:

$$\chi_{1,2} = s/(s - M_{Z_{1,2}}^2), \quad g_{\lambda,1} = v_1 + \lambda a_1, \quad g_{\lambda,2} = v_2 + \lambda a_2.$$

Поскольку  $A_{\tau,\tau'}^\lambda(Z) = A_{\tau,\tau'}^\lambda(Z_1) = A_{\tau,\tau'}^\lambda(Z_2)$ , выражение для  $\Delta M$  принимает вид:

$$\begin{aligned} \Delta M_{\tau,\tau'}^{\lambda,\lambda'} &= \frac{4\pi\alpha\lambda\delta_{\lambda,-\lambda'}\beta_W}{2s_Wc_W} A_{\tau,\tau'}^\lambda(Z)g_{WWZ}g_{-\lambda}\chi \left[ 1 - \cos\varphi \frac{g_{-\lambda,1}\chi_1}{g_{-\lambda}\chi} + \sin\varphi \frac{g_2}{g_1} \frac{g_{-\lambda,2}\chi_2}{g_{-\lambda}\chi} \right] = \\ &= \frac{4\pi\alpha\lambda\delta_{\lambda,-\lambda'}\beta_W}{2s_Wc_W} A_{\tau,\tau'}^\lambda(Z)g_{WWZ}g_{-\lambda}\chi\xi_\lambda, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\xi_{-\lambda} = 1 - \cos\varphi \frac{g_{-\lambda,1}\chi_1}{g_{-\lambda}\chi} + \sin\varphi \frac{g_2}{g_1} \frac{g_{-\lambda,2}\chi_2}{g_{-\lambda}\chi}. \quad (16)$$

Таким образом, функция  $\Delta M$  представляет собой произведение двух частей. Первая является чисто кинематической. Вторая эффективно содержит в себе «новую физику» и охватывает весь спектр моделей с расширенным калибровочным сектором, предполагающим наличие  $Z'$ -бозона. Эту часть можно представить как пару обобщенных параметров  $\xi_{-1}$ ,  $\xi_{+1}$ , которые и будут использоваться для анализа эффектов «новой физики».

В качестве наблюдаемых в данной работе будем использовать дифференциальные сечения процесса (2). В общем виде такое сечение для частично продольно поляризованных фермионных пучков имеет вид [25], [26]:

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{1}{4} \left[ (1 + P_L)(1 - P'_L) \frac{d\sigma^+}{dz} + (1 - P_L)(1 + P'_L) \frac{d\sigma^-}{dz} \right], \quad z = \cos\theta, \quad (17)$$

где

$$\frac{d\sigma^\lambda}{dz} = \sum_{\tau,\tau'} \frac{\beta_W}{32\pi s} |M_{\tau,\tau'}^{\lambda,-\lambda}|^2 \text{Br}(W \rightarrow q\bar{q}) \text{Br}(W \rightarrow l\nu_l), \quad (\tau, \tau' = 0(L), \pm 1(T)).$$

Множители  $\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})$  и  $\text{Br}(W \rightarrow l\nu_l)$  представляют собой сечения распадов  $W$ -бозона в пару кварков и пару лептонов соответственно. То есть в данной работе учитывается так называемая «полулептонная» мода распада  $W$ -бозонов.

### Численные результаты

Подробное описание метода получения ограничений на исследуемые параметры в данной статье приводиться не будет. Отметим лишь, что данная методика основана на использовании функции  $\chi^2$ . Подробную информацию об этой методике можно узнать, например, в работе [27].

Следует также отметить, что при энергиях, которые планируется достичь на коллайдере CLIC, существенный вклад (вплоть до 50 %) в дифференциальные сечения (17) будут вносить радиационные поправки. Поэтому в работе проводился полный учет электрослабых  $O(\alpha)$  радиационных поправок. Расчеты проводились с использованием пакетов *Feynarts/Formcalc* [28], [29].

Процедура получения ограничений была выполнена с использованием системы аналитических и численных вычислений «*Mathematica 7.0*». При этом использовались следующие прогнозируемые параметры установки CLIC [30]:

$$L_{int} = 1860 \text{ фб}^{-1}, \quad \sqrt{s} = 3000 \text{ ГэВ}, \quad \varepsilon = 0,3, \quad P_L = 80 \%, \quad P'_L = 0 \%, \quad 60 \%.$$

Одной из основных задач данной работы является определение влияния поляризации начальных и конечных пучков на получаемые ограничения. Поэтому было рассмотрено несколько различных случаев.

Начальные пучки: исследовались неполяризованные и частично продольно поляризованные пучки со степенью поляризации электронов  $P_L = 80 \%$  (минимальное значение, которое планируется достичь на коллайдере CLIC) и степенями поляризации позитронов  $P'_L = 0 \%$  и  $P'_L = 60 \%$ . Данный выбор обусловлен тем фактом, что поляризации позитронов тяжелее достичь в технологическом плане, поэтому рассматриваются варианты как с неполяризованными позитронами, так и с возможностью их поляризации вплоть до 60 %.

Конечные состояния: проводились исследования неполяризованных и продольно поляризованных ( $\tau, \tau' = 0$ )  $W^\pm$ -бозонов. Интерес представляют именно эти поляризационные состояния, поскольку чувствительность поперечно поляризованных ( $\tau, \tau' = \pm 1$ ) и интерференционных ( $\tau = 0, \tau' = \pm 1$ ) состояний значительно подавляется вкладом  $t$ -канальной диаграммы с обменом нейтрино.

На рис. 1 представлены области ограничений на обобщенные параметры  $\xi_{+1}, \xi_{-1}$  с уровнем достоверности  $C.L. = 95 \%$  для различных случаев поляризации начальных и конечных пучков. Так, на рис. 1, а получены ограничения для случая неполяризованных  $W$ -бозонов при степени поляризации электронов, равной 80 %, а позитронов – 60 %. На рис. 1, б представлены аналогичные результаты, но для неполяризованных позитронов ( $P'_L = 0 \%$ ).

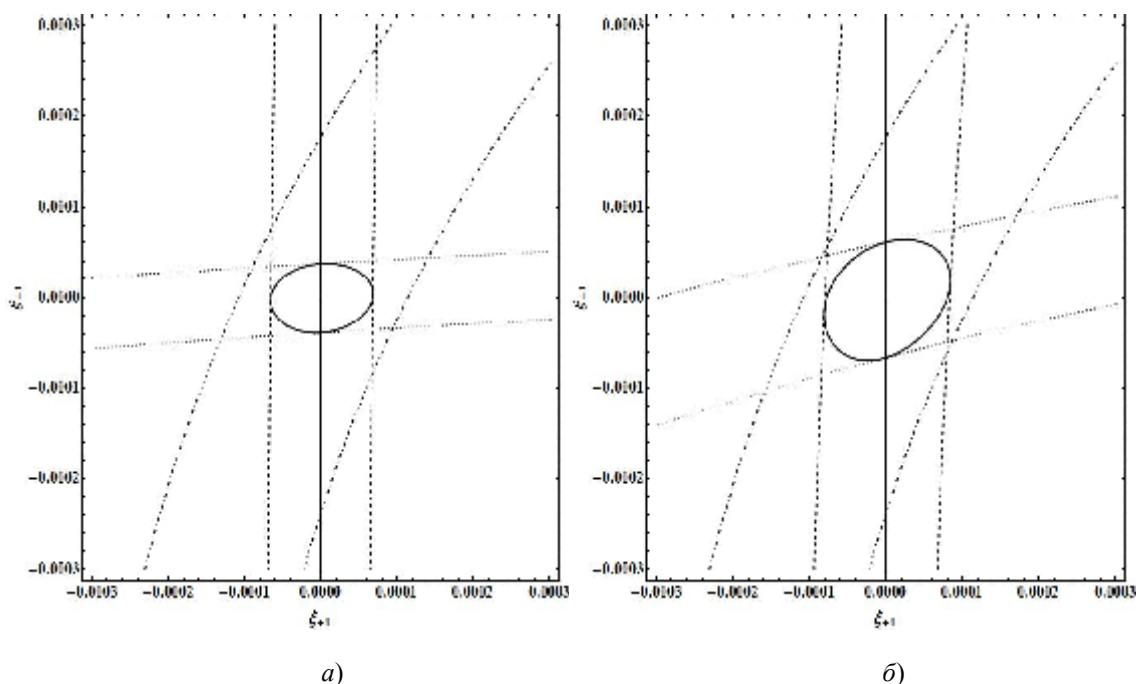


Рис. 1. Разрешенные области для параметров  $\xi_{+1}$  и  $\xi_{-1}$  в случае неполяризованных  $W$ -бозонов и частично поляризованных начальных пучков:  $a - P_L = 80\%$ ,  $P'_L = 60\%$ ;  $b - P_L = 80\%$ ,  $P'_L = 0$

На графиках отдельно представлен случай неполяризованных начальных пучков (штрихпунктирная линия). Штриховыми и пунктирными линиями обозначены соответственно лево-правые и право-левые поляризационные состояния. Сплошной линией обозначены непосредственно сами ограничения на исследуемые параметры, получающиеся путем комбинирования лево-правых и право-левых состояний.

На основе полученных данных можно сделать вывод о том, что чем выше степень поляризации начальных пучков, тем более точными и строгими получаются ограничения на параметры, характеризующие эффекты  $Z'$ -бозона. Таким образом, поляризация позитронов на коллайдере CLIC будет являться весьма желательной опцией. Что касается поляризационных состояний  $W$ -бозонов, то здесь более предпочтительным, с точки зрения строгости ограничений, является вариант с регистрацией и учетом лишь продольно поляризованных состояний последних. Следует, однако, отметить, что тем самым мы можем потерять часть важной информации, которую несут остальные поляризационные состояния. К тому же экспериментальная регистрация поляризации  $W$ -бозонов представляется довольно проблематичной. В силу вышеупомянутых фактов рассмотрение неполяризованных  $W$ -бозонов является более предпочтительным. Очевидно, что коэффициент корреляции между обобщенными параметрами  $\xi_{+1}$  и  $\xi_{-1}$  является крайне малым [27].

Воспользуемся далее формулой (16) для перехода от обобщенных параметров  $\xi_{+1}$ ,  $\xi_{-1}$  к таким параметрам, как угол смешивания  $\varphi$  и масса  $Z_2$ -бозона  $M_{Z_2}$ . Для этого необходимо зафиксировать фермионные константы связи  $v_{1,2}$  и  $a_{1,2}$ , а также константу  $g_2$ , то есть перейти к рассмотрению конкретных моделей с расширенным калибровочным сектором. Для получения выражений  $v_{1,2}$  и  $a_{1,2}$  необходимо воспользоваться формулами (6) и (7), куда входят константы  $v'$ ,  $a'$  и  $g_2$ .

На графиках (рис. 2) представлены полученные ограничения на угол смешивания  $\phi$  (ось  $X$ ) и массу  $Z_2$ -бозона  $M_{Z_2}$  (ось  $Y$ ). В силу того что рассматриваемых моделей довольно много, будут представлены результаты лишь для одной из них ( $\eta$ -модель). На рис. 2 сплошная и штриховая линии обозначают ограничения для случая неполяризованных и продольно поляризованных  $W$ -бозонов, соответственно.

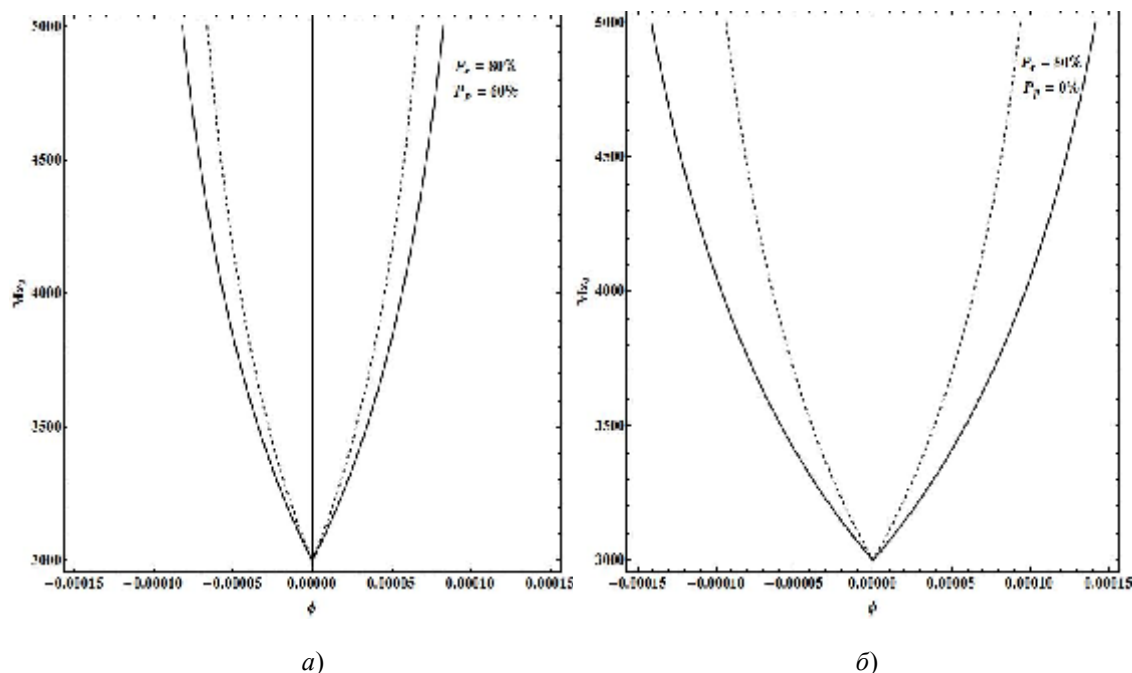


Рис. 2. Разрешенные области для параметров  $\phi$  и  $M_{Z_2}$  ( $\eta$ -модель), полученные для поляризованных электрон-позитронных пучков:  
 $a - P_L = 80\%, P'_L = 60\%$ ;  $b - P_L = 80\%, P'_L = 0$

Из графиков видно, что на основе анализа процесса (2) при энергиях, планируемых к реализации на коллайдере CLIC, можно будет получить довольно строгие ограничения на угол  $Z - Z'$  смешивания  $\phi \sim 10^{-4}$ , масштаб которых совпадает с радиационными поправками.

### Заключение

В работе предложен метод модельно независимого анализа эффектов  $Z'$ -бозонов в процессе  $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$  с помощью обобщенных параметров  $\xi_{+1}$  и  $\xi_{-1}$ , которые позволяют охватить целый класс моделей с расширенным калибровочным сектором. На основе предложенного метода проведен модельно независимый анализ эффектов, индуцируемых  $Z'$ -бозонами, а также анализ ряда конкретных моделей ( $E_6$ ,  $LR$  и  $SSM$ ). Получены интервальные оценки для обобщенных параметров  $\xi_{+1}$  и  $\xi_{-1}$ . Получены также ограничения на угол  $Z - Z'$  смешивания  $\phi$  и массу  $Z_2$ -бозона для исследуемого класса моделей. Исследовано влияние поляризации начальных пучков на получаемые ограничения. Было выяснено, что использование поляризованных начальных пучков позволяет получить более строгие (по сравнению с неполяризованным случаем) ограничения. Поляризация конечных состояний (например, использование продольно поляризованных  $W$ -бозонов) также позволяет существенно уменьшить области ограничений на исследуемые параметры.



## Литература

1. Hewett, J. L. Low-Energy Phenomenology of Superstring Inspired E(6) Models / J. L. Hewett, T. G. Rizzo // Phys. Rept. – 1989. – Vol. 183. – P. 193.
2. Leike, A. The Phenomenology of Extra Neutral Gauge Bosons / A. Leike // Phys. Rept. – 1999. – Vol. 317. – P. 143.
3. Rizzo, T. G. Z-prime phenomenology and the LHC / T. G. Rizzo // Boulder 2006, Colliders and neutrinos. – 2006. – P. 537.
4. Langacker, P. The Physics of Heavy Z-prime Gauge Bosons / P. Langacker // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81. – P. 1199.
5. Pankov, A. A. Manifestations of heavy extra neutral E(6) gauge bosons in  $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$  at LEP2 / A. A. Pankov, N. Paver // Phys. Lett. – 1991. – Vol. B272. – P. 425.
6. Баби́ч, А. А. Дополнительный Z'-бозон и поляризационные асимметрии в процессе аннигиляционного рождения пары скалярных кварков / А. А. Баби́ч, А. А. Панков // Изв. вузов. Физика. – 1991. – № 34. – С. 365.
7. Pankov, A. A. A-dependence of perturbative predictions of extended standard model on Z – Z-prime mixing and QCD renormalization scheme parameters / A. A. Pankov, R. Raczka, I. S. Satsunkevich // Nuovo Cimento. – 1991. – Vol. A104, ser. 12. – P. 1697.
8. Панков, А. А. О механизме усиления эффектов новой физики в процессе  $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$  / А. А. Панков // Ядер. физика. – 1992. – № 55. – С. 461.
9. Pankov, A. A. Looking for extra neutral gauge boson effects in longitudinally polarized  $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$  / A. A. Pankov, N. Paver // Phys. Lett. – 1992. – Vol. B274. – P. 483.
10. Babich, A. A. Lepton mixing in  $W^+ W^-$  pair production with polarized  $e^+ e^-$  collisions / A. A. Babich, A. A. Pankov, N. Paver // Phys. Lett. – 1993. – Vol. B299. – P. 351.
11. Pankov, A. A. Probing Z – Z-prime mixing at future  $e^+ e^-$  colliders / A. A. Pankov, N. Paver // Phys. Rev. – 1993. – Vol. D48. – P. 63.
12. Панков, А. А. Эффекты Z – Z'-смешивания на будущих линейных коллайдерах с поляризованными  $e^+ e^-$ -пучками / А. А. Панков // Ядер. физика. – 1994. – № 57. – С. 472.
13. Баби́ч, А. А. Эффекты лептонного смешивания в процессе парного рождения W-бозонов на линейных коллайдерах с поляризованными  $e^+ e^-$ -пучками / А. А. Баби́ч, А. А. Панков // Ядер. физика. – 1994. – № 57. – С. 2061.
14. Богуш, А. А. Ковариантное описание спиновых релятивистских частиц и его применение / А. А. Богуш // Вес. АН БССР. Сер. физ.-техн. наук. – 1962. – № 2. – С. 26.
15. Богуш, А. А. Общий расчет матричных элементов продольно-поляризованных частиц / А. А. Богуш // Вес. АН БССР. Сер. физ.-техн. наук. – 1964. – № 2. – С. 29.
16. Федоров, Ф. И. Группа Лоренца / Ф. И. Федоров. – Москва : Наука, 1974. – 384 с.
17. Федоров, Ф. И. Ковариантное вычисление матричных элементов / Ф. И. Федоров // Изв. вузов. Физика. – 1980. – № 2. – С. 32.
18. Федоров, Ф. И. О матричных элементах квантовой электродинамики / Ф. И. Федоров // Теор. и мат. физика. – 1974. – № 18. – С. 329.
19. Сикач, С. М. Матричные элементы диагональных амплитуд / С. М. Сикач // Вес. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. – 1984. – № 2. – С. 84.

20. Галынский, М. В. Диагональный спиновый базис и вычисление процессов с поляризованными частицами / М. В. Галынский // Элементар. частицы и атомное ядро. – 1998. – № 29. – С. 1133.
21. Андреев, В. В. Аналитическое вычисление фейнмановских амплитуд / В. В. Андреев // Ядер. физика. – 2003. – № 66. – С. 410.
22. Bilenky, M. *et al.* Trilinear couplings among the electroweak vector bosons and their determination at LEP-200 / M. Bilenky // Nucl. Phys. – 1993. – Vol. B409. – P. 22.
23. Gounaris, G. *et al.* Analytic expressions of cross-sections, asymmetries and W density matrices for  $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$  with general three boson couplings / G. Gounaris // Int. J. Mod. Phys. – 1993. – Vol. A8. – P. 3285.
24. Hagiwara, K. *et al.* Probing the Weak Boson Sector in  $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$  // K. Hagiwara // Nucl. Phys. – 1987. – Vol. B282. – P. 253.
25. Zeppenfeld, D. Measuring The Gamma W W And Z W W Three Gauge Vertex With Polarized Beams / D. Zeppenfeld // Phys. Lett. – 1987. – Vol. B183. – P. 380.
26. Fleischer, J. Transverse versus longitudinal polarization effects in  $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$  / J. Fleischer, K. Kolodziej, F. Jegerlehner // Phys. Rev. – 1994. – Vol. D49. – P. 2174.
27. Nakamura, K. (Particle Data Group) Review of particle physics / K. Nakamura // J. Phys. – 2010. – Vol. G37. – P. 075021.
28. Hahn, T. Automatized one loop calculations in four-dimensions and D-dimensions / T. Hahn, M. Perez-Viktoria // Comput. Phys. Commun. – 1999. – Vol. 118. – P. 153.
29. Hahn, T. Generating Feynman diagrams and amplitudes with FeynArts 3 / T. Hahn // Comput. Phys. Commun. – 2001. – Vol. 140. – P. 418.
30. Tomas, R. The CLIC BDS Towards the Conceptual Design Report / R. Tomas // IPAC-2010-WEPE030. – 2010.

Получено 16.02.2011 г.